УДК 621.039.51(075.8)

АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ КРИТИЧЕСКОЙ ЗАДАЧИ ДЛЯ ПЛОСКОГО ГОМОГЕННОГО РЕАКТОРА С ВНУТРЕННИМ ОТРАЖАТЕЛЕМ

А.В. Кузьмин

Томский политехнический университет
E-mail: kuzminav@tpu.ru

Проведена аналитическая оценка влияния центрального отражателя на примере плоского реактора в одногрупповом и диффузионно-возрастном приближениях. Со стороны внешнего отражателя вводится эффективная граница, что существенно упрощает математическую постановку критической задачи. Апробация решения проведена для одного из состояний исследовательского реактора ИРТ-Т.

Введение

Оценка критических размеров или критической концентрации (массы) горючего является основной задачей теории ядерных реакторов. В общепринятом изложении рассмотрение критической задачи ограничивалось реакторами классической геометрии (сфера, неограниченный цилиндр и пластина) без отражателя нейтронов и с его применением с соблюдением центральной симметрии. Причем исторически сложившееся внешнее расположение отражателя отвечало существующим на то время конструкциям ядерных реакторов.

Влияние внутреннего отражателя рассматривалось только в одногрупповом приближении для предельных случаев его диффузионных характеристик: для вакуума и черного тела. Такой подход позволял заметно упростить математическую постановку задачи (исключалось уравнение диффузии). Результаты решения критической задачи в одногрупповом приближении получили применение в расчетах отдельных типов реакторов (например, тяжеловодных реакторов) и в теории центрального поглощающего стержня.

Более чем полувековой опыт эксплуатации ядерных реакторов выявил целесообразность применения центральных или внутренних отражателей. Например, в высокотемпературном реакторе с гелиевым теплоносителем ГТ-МГР отражатель представляет собой конструкцию, набранную из графитовых блоков различной конфигурации [1]. Он включает в себя не только обычные в применении отражатели: верхний, нижний и боковой, но и центральный отражатель.

Активная зона реактора ГТ-МГР состоит из призматических графитовых блоков и поэтому обладает меньшим термическим сопротивлением по сравнению с активной зоной из шаровых твэлов. Наличие центрального графитового отражателя повышает аккумулирующую способность реактора и тем самым снижает скорость разогрева активной зоны при ухудшении теплоотвода. Одновременно такая кольцевая компоновка обеспечивает лучшее выравнивание энергораспределения по активной зоне и, как следствие, меньшие удельную мощность энерговыделения и температуру топлива.

В исследовательском реакторе ИРТ-Т применение не только внешнего, но и внутреннего отражателей обусловлено необходимостью увеличения средней плотности потока нейтронов [2, 3]. Этой же цели служит и выбор бериллия в качестве материала отражателя.

Распределение плотности потока тепловых нейтронов в общем случае проводится численными методами в многогрупповом приближении и в многомерной постановке. Целью работы является получение аналитической оценки влияния центрального отражателя на примере реактора ИРТ-Т и с учетом принимаемых допущений носит скорее методический характер.

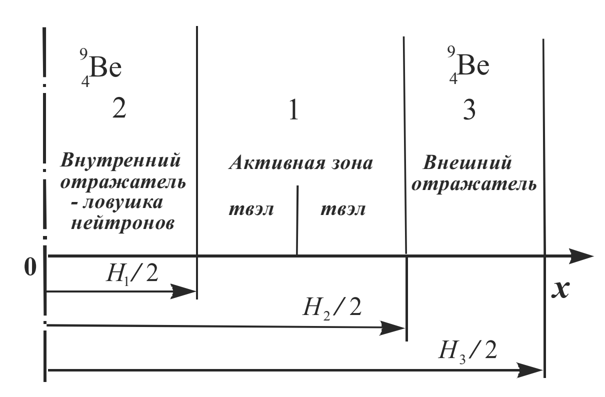


Рис. 1. *Схема расположения элементов реактора ИРТ-Т*

Активная зона реактора ИРТ-Т в плане представляет собой прямоугольник со сторонами 6×8 ячеек квадратного сечения. По периферии в один ряд располагаются бериллиевые блоки отражателя, в центре находится бериллиевая ловушка нейтронов (внутренний отражатель), включающая 4 ячейки, остальные ячейки занимают тепловыделяющие сборки, омываемые легководяным теплоносителем. В целом расположение элементов по вытянутой стороне прямоугольника относительно оси симметрии имеет вид, представленный на рис. 1, где $H_i/2$ – границы соответствующих зон.

Задачу о реакторе с внутренним и внешним отражателями будем решать в одногрупповом и диффузионно-возрастном приближениях, для простоты считая активную зону гомогенной и в форме неограниченной пластины.

Одногрупповое приближение

Распределение потока нейтронов Φ_i в активной зоне, внутреннем и внешнем отражателях в одногрупповом приближении принято описывать следующими волновыми уравнениями:

$$\Delta\Phi_1 + \chi_1^2\Phi_1 = 0, \qquad (1)$$

$$\Delta\Phi_2 - \chi_2^2\Phi_2 = 0, \qquad (2)$$

$$\Delta\Phi_3 - \chi_3^2\Phi_3 = 0, \qquad (3)$$

где χ_1, χ_2, χ_3 – материальные параметры среды активной зоны, внутреннего и внешнего отражателей.

Используем следующие граничные условия для решения уравнений (1–3):

$$x = 0 \qquad \nabla\Phi_2(0) = 0, \qquad (4)$$

$$x = H_1/2 \qquad \Phi_2(H_1/2) = \Phi_1(H_1/2), \qquad (5)$$

$$x = H_1/2 \qquad D_2\nabla\Phi_2(H_1/2) = D_1\nabla\Phi_1(H_1/2), \qquad (6)$$

$$x = H_2/2 \qquad \Phi_1(H_2/2) = \Phi_3(H_2/2), \qquad (7)$$

$$x = H_2/2 \qquad D_1\nabla\Phi_1(H_2/2) = D_3\nabla\Phi_3(H_1/2), \qquad (8)$$

$$x = H_3/2 \qquad \Phi_3(H_3/2) = 0, \qquad (9)$$

где D_i – коэффициенты диффузии.

Применение внешнего отражателя толщиной T снижает утечки нейтронов и дает экономию активной зоны равной эффективной добавке [4]:

$$\delta_{эф} = \frac{1}{\chi_1}\mathrm{arctg}\left[\frac{D_1\chi_1}{D_3\chi_3}\mathrm{th}(\chi_3 T)\right].$$

Упростим задачу (1–9), для чего введём эффективное граничное условие

$$x = H_2/2 + \delta_{эф} = H_{эф}/2 \quad \Phi_1(H_{эф}/2) = 0. \qquad (10)$$

Таким образом, задача на критическое состояние будет определяться системой ур. (1, 2, 4–6) и (10).

Решения волновых уравнений (1) и (2) известны и имеют вид:

$$\Phi_1(x) = C_1\sin(\chi_1 x) + C_2\cos(\chi_1 x),$$

$$\Phi_2(x) = C_3\mathrm{sh}(\chi_2 x) + C_4\mathrm{ch}(\chi_2 x).$$

Удовлетворяя эти решения граничным условиям, получим систему алгебраических уравнений. После снижения порядка системы до двух и затем, освободившись от констант, получим критическое уравнение для реактора в форме неограниченной пластины с центральным отражателем:

$$D_2\chi_2\mathrm{th}(\chi_2 H_1/2) = -D_1\chi_1\mathrm{ctg}(\chi_1(H_{эф}/2 - H_1/2)). \qquad (11)$$

Из этого уравнения при заданной толщине внутреннего отражателя и известных материальных характеристиках можно найти критическое значение размера активной зоны.

Исходная система алгебраических уравнений позволяет найти выражения пространственного распределения плотности потока нейтронов только с точностью до какой-либо константы C_i. Для нахождения законов распределения нейтронов в активной зоне и отражателе в явном виде зададим дополнительное условие:

$$x = 0 \quad \Phi_2(0) = \Phi^* = f(N_p) \qquad (12)$$

и в результате получим законы распределения [6]:

$$\Phi_1(x) = \Phi^*\mathrm{ch}(\chi_2 H_1/2)\frac{\sin(\chi_1(H_3/2 - x))}{\sin(\chi_1(H_3/2 - H_1/2))}, \qquad (13)$$

$$\Phi_2(x) = \Phi^*\mathrm{ch}(\chi_2 x). \qquad (14)$$

Если принять, что $\Phi^*=1$, тогда решения (13, 14) будут иметь вид, представленный на рис. 2.

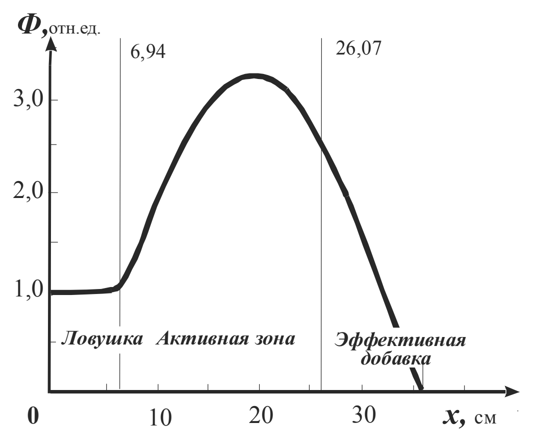


Рис. 2. *Распределение потока нейтронов по активной зоне и центральному отражателю*

Двухгрупповое приближение

Более высокое диффузионно-возрастное приближение учитывает замедляющиеся быстрые и диффундирующие тепловые нейтроны. Также воспользуемся эффективным граничным условием.

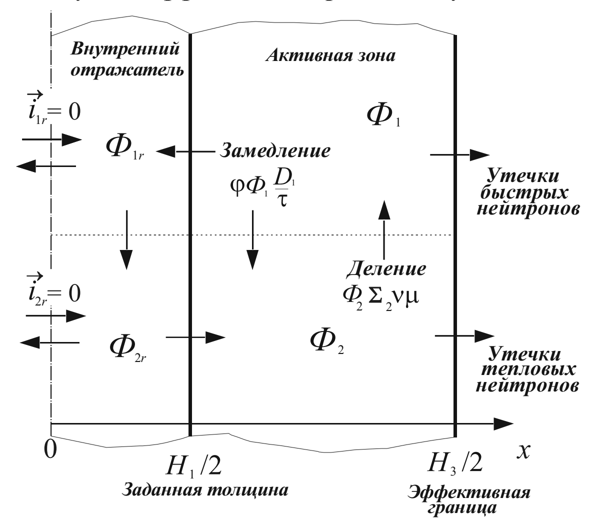


Рис. 3. *Схема двухгрупповых процессов*

В соответствии со схемой двухгрупповых процессов (рис. 3) критическая задача в осесимметричной декартовой постановке будет включать следующие уравнения баланса нейтронов для:

- активной зоны $H_1/2 \le x \le H_3/2$:

$$D_1\Delta\Phi_1 - \Sigma_R\Phi_1 + k_\infty\Sigma_{a,T}\Phi_2/\varphi = 0, \qquad (15)$$

$$D_2\Delta\Phi_2 - \Sigma_{a,T}\Phi_2 + \varphi\Sigma_R\Phi_1 = 0; \qquad (16)$$

- внутреннего отражателя $0 \le x \le H_1/2$:

$$D_{1r}\Delta\Phi_{1r} - \Sigma_{R,r}\Phi_{1r} = 0, \qquad (17)$$

$$D_{2r}\Delta\Phi_{2r} - \Sigma_{a,Tr}\Phi_{2r} + \Sigma_{R\,r}\Phi_{1r} = 0. \qquad (18)$$

Граничные условия представим в виде:

$$x = 0 \qquad \Delta\Phi_{1r} = 0, \quad \Delta\Phi_{2r} = 0, \qquad (19)$$

$$x = H_1/2 \qquad \Phi_{1r}(H_1/2) = \Phi_1(H_1/2), \quad D_{1r}\nabla\Phi_{1r}(H_1/2) = D_1\nabla\Phi_1(H_1/2), \qquad (20)$$

$$x = H_1/2 \qquad \Phi_{2r}(H_1/2) = \Phi_2(H_1/2), \quad D_{2r}\nabla\Phi_{2r}(H_1/2) = D_2\nabla\Phi_2(H_1/2), \qquad (21)$$

$$x = H_3/2 \qquad \Phi_1(H_3/2) = 0, \quad \Phi_2(H_3/2) = 0, \qquad (22)$$

где $\Sigma_{a,T}$, Σ_R – макроскопические сечения поглощения тепловых и увода быстрых нейтронов, см$^{-1}$; k_∞, φ – коэффициенты размножения бесконечной среды и вероятности избежать резонансного захвата.

Законы распределения потоков нейтронов в активной зоне и отражателе

Поскольку уравнения (15) и (16) симметричны относительно потоков, то это дает основание считать, что потоки оцениваются волновыми уравнениями с одним и тем же волновым числом [4, 5]:

$$\Delta\Phi_1 + \alpha^2\Phi_1 = 0, \qquad \Delta\Phi_2 + \alpha^2\Phi_2 = 0, \qquad (23)$$

откуда выразим лапласианы в виде

$$\Delta\Phi_1 = -\alpha^2\Phi_1, \quad \Delta\Phi_2 = -\alpha^2\Phi_2$$

и подставим их в (15) и (16). В результате получим:

$$(\alpha^2 D_1 + \Sigma_R)\Phi_1 = k_\infty\Sigma_{a,T}\Phi_2/\varphi,$$

$$(\alpha^2 D_2 + \Sigma_{a,T})\Phi_2 = \varphi\Sigma_R\Phi_1.$$

После деления одного уравнения на другое и введения квадрата длины диффузии тепловых нейтронов $L^2 = D_2/\Sigma_{a,T}$ и их возраста $\tau = D_1/\Sigma_R$, после несложных преобразований получим:

$$k_\infty = (1 + \alpha^2 L^2)\cdot(1 + \alpha^2\tau).$$

Это квадратное уравнение относительно α^2 имеет два корня: $\alpha_1^2 = \mu^2$ и $\alpha_2^2 = -\nu^2$, где μ^2 и ν^2 – численные константы, аналогичные материальному параметру [4]:

$$\left.\begin{aligned} \alpha_1^2 &= -\frac{1}{2}\left(\frac{1}{\tau} + \frac{1}{L^2}\right) + \sqrt{\frac{1}{4}\left(\frac{1}{\tau} + \frac{1}{L^2}\right)^2 + \frac{k_\infty - 1}{\tau\cdot L^2}}, \\ -\alpha_2^2 &= \frac{1}{2}\left(\frac{1}{\tau} + \frac{1}{L^2}\right) + \sqrt{\frac{1}{4}\left(\frac{1}{\tau} + \frac{1}{L^2}\right)^2 + \frac{k_\infty - 1}{\tau\cdot L^2}} = \\ &= \alpha_1^2 + \frac{1}{\tau} + \frac{1}{L^2}. \end{aligned}\right\} \qquad (24)$$

Таким образом, ур. (23) для быстрых нейтронов распадается на уравнения:

$$\Delta\Phi_1 + \mu^2\Phi_1 = 0, \quad \Delta\Phi_1 - \nu^2\Phi_1 = 0$$

и его решение есть линейная комбинация решений последних уравнений:

$$\Phi_1(x) = A_1\sin(\mu x) + A_2\cos(\mu x) + A_3\mathrm{sh}(\nu x) + A_4\mathrm{ch}(\nu x). \qquad (25)$$

Аналогично получим общий вид решения для потока тепловых нейтронов:

$$\Phi_2(x) = B_1\sin(\mu x) + B_2\cos(\mu x) + B_3\mathrm{sh}(\nu x) + B_4\mathrm{ch}(\nu x), \qquad (26)$$

где $B_i = S_i A_i$, а S_i – соответствующие коэффициенты связи.

В уравнении диффузии для быстрых нейтронов в отражателе (17) отсутствует член генерации быстрых нейтронов, поскольку среда не мультиплицирующая, поэтому система уравнений (17, 18) перестает быть симметричной и распадается на два последовательно решаемых уравнения. Однородное уравнение для быстрых нейтронов, запишем в виде:

$$\Delta\Phi_{1r} - \beta_{1r}^2\Phi_{1r} = 0,$$

где $\beta_{1r}^2 = \Sigma_{Rr}/D_{Rr}$. Общее решение этого уравнения известно, и его можно записать в виде:

$$\Phi_{1r}(x) = F_1\cdot\mathrm{sh}(\beta_{1r}x) + F_2\cdot\mathrm{ch}(\beta_{1r}x).$$

Поскольку должно выполняться условие симметрии (19), отсюда следует $F_1 = 0$, и решение примет вид:

$$\Phi_{1r}(x) = F_2\cdot\mathrm{ch}(\beta_{1r}x) \equiv F\cdot\mathrm{ch}(\beta_{1r}x). \qquad (27)$$

Поток тепловых нейтронов в отражателе определяется ур. (18). Найдем вначале решение однородной части этого уравнения:

$$D_{2r}\Delta\Phi_{2r}^{o} - \Sigma_{a,Tr}\Phi_{2r}^{o} = 0$$

или с вводом параметра $\beta_{2r}^2 = \Sigma_{a,Tr}/D_{2r} = 1/L_2^2$

$$\Delta\Phi_{2r}^{o} - \beta_{2r}^2\Phi_{2r}^{o} = 0.$$

Аналогично, в силу условия (19), его решение будет определяться зависимостью:

$$\Phi_{2r}^{o}(x) = G_2\cdot\mathrm{ch}(\beta_{2r}x) \equiv G\cdot\mathrm{ch}(\beta_{2r}x),$$

а решение неоднородного уравнения (18) можно записать в виде:

$$\Phi_{2r}(x) = G\cdot\mathrm{ch}(\beta_{2r}x) + S_r F\cdot\mathrm{ch}(\beta_{1r}x). \qquad (28)$$

Для удобства общие решения уравнений (15–18) перепишем в виде:

$$\left.\begin{aligned} &\Phi_1(x) = A_1X_1 + A_2X_2 + A_3Y_1 + A_4Y_2, \\ &\Phi_2(x) = S_1A_1X_1 + S_2A_2X_2 + S_3A_3Y_1 + S_4A_4Y_2, \\ &\Phi_{1r}(x) = FX_{1r}, \\ &\Phi_{2r}(x) = GX_{2r} + S_rFX_{1r}, \end{aligned}\right\} \qquad (29)$$

где A_i, F, G – константы, определяемые из граничных условий; функции – $X_1 = \sin(\mu x)$, $X_2 = \cos(\mu x)$, $Y_1 = \mathrm{sh}(\nu x)$, $Y_2 = \mathrm{ch}(\nu x)$, $X_{1r} = \mathrm{ch}(\beta_{1r}x)$, $X_{2r} = \mathrm{ch}(\beta_{2r}x)$; S_1, S_2, S_3, S_4, S_r – коэффициенты связи.

Поиск коэффициентов связи

Процедура определения коэффициентов связи подробно изложена в [4, 5], покажем её на примере нахождения значения S_r. Подставим неоднородную часть решений $\Phi_{1r}(x)=FX_{1r}$ и $\Phi_{2r}(x)=S_rFX_{1r}$ в ур. (18):

$$D_{2r}S_rF\Delta X_{1r} - \Sigma_{a,Tr}S_rFX_{1r} + \Sigma_{R,r}FX_{1r} = 0.$$

С учетом уравнения $\Delta X_{1r}=X_{1r}/\tau$ получим

$$D_{2r}S_rFX_{1r}/\tau - \Sigma_{a,Tr}S_rFX_{1\cdots r} + \Sigma_{R\ r}FX_{1r} = 0,$$

откуда

$$S_r = \frac{\Sigma_{R,r}}{\Sigma_{a,Tr} - D_{2r}/\tau_r} = \frac{\Sigma_{R,r}\tau_r}{\Sigma_{a,Tr}(\tau_r - L_r^2)}. \quad (30)$$

Аналогично определяют другие коэффициенты связи:

$$S_1 = S_2 = \frac{\varphi\Sigma_R}{\Sigma_{a,T} + \alpha_1^2 D_2} = \frac{\varphi\Sigma_R}{\Sigma_{a,T}(1+\alpha_1^2L^2)}, \quad (31)$$

$$S_3 = S_4 = \frac{\varphi\Sigma_R}{\Sigma_{a,T}(1-\alpha_2^2L^2)}. \quad (32)$$

Выражения (30–32) для коэффициентов связи остались прежними [4, 5], что объясняется идентичностью исходных уравнений.

Условие критичности

Для определения констант в общих решениях уравнений (29) удовлетворим их граничным условиям (20–22):

$$\left.\begin{aligned}
&A_1[X_1]+A_2[X_2]+A_3[Y_1]+A_4[Y_2]=F[X_{1r}],\\
&S_1A_1[X_1]+S_1A_2[X_2]+S_3A_3[Y_1]+S_3A_4[Y_2]=\\
&=S_rF[X_{1r}]+G[X_{2r}],\\
&D_1A_1[\nabla X_1]+D_1A_2[\nabla X_2]+D_1A_3[\nabla Y_1]+\\
&+D_1A_4[\nabla Y_2]=D_{1r}F[\nabla X_{1r}],\\
&S_1D_2A_1[\nabla X_1]+S_1D_2A_2[\nabla X_2]+S_3D_2A_3[\nabla Y_1]+\\
&+S_3D_2A_4[\nabla Y_2]=D_{2r}S_rF[\nabla X_{1r}]+D_{2r}G[\nabla X_{2r}],\\
&A_1(X_1)+A_2(X_2)+A_3(Y_1)+A_4(Y_2)=0,\\
&S_1A_1(X_1)+S_1A_2(X_2)+S_3A_3(Y_1)+S_3A_4(Y_2)=0.
\end{aligned}\right\} \quad (33)$$

Напомним, что граничные условия (19) мы уже использовали, что позволило получить уточненные решения (27) и (28).

Квадратные скобки использованы здесь для обозначения функций и их производных на границе активной зоны и отражателя, круглые – на эффективной границе зоны.

Система (33) имеет нетривиальное решение только в случае, если ее определитель равен нулю:

$$\Delta =$$
$$= \begin{vmatrix}
[X_1] & [X_2] & [Y_1] & [Y_2] & [X_{1r}] & 0\\
S_1[X_1] & S_1[X_2] & S_3[Y_1] & S_3[Y_2] & -S_r[X_{1r}] & -[X_{2r}]\\
D_1[\nabla X_1] & D_1[\nabla X_2] & D_1[\nabla Y_1] & D_1[\nabla Y_2] & -D_{1r}[\nabla X_{1r}] & 0\\
S_1D_2[\nabla X_1] & S_1D_2[\nabla X_2] & S_3D_2[\nabla Y_1] & S_3D_2[\nabla Y_2] & -D_{2r}S_r[\nabla X_{1r}] & -D_{2r}[\nabla X_{2r}]\\
(X_1) & (X_2) & (Y_1) & (Y_2) & 0 & 0\\
S_1(X_1) & S_1(X_2) & S_3(Y_1) & S_3(Y_2) & 0 & 0
\end{vmatrix} = \quad (34)$$
$$= 0.$$

Детерминант системы (34) при заданной толщине внутреннего отражателя и известных материальных характеристиках (условие критичности) позволяет найти эффективное значение критического размера активной зоны. Экономия отражателя определяется по известной формуле [4] и позволяет найти истинное значение критического размера.

Определение констант в уравнениях распределения потоков нейтронов

Чтобы вычислить распределение потоков в активной зоне и отражателе необходимо знать критический размер активной зоны и постоянные A_1, A_2, A_3, A_4, G и F, ур. (29). Поскольку число неизвестных превышает число исходных уравнений, то законы распределения можно найти лишь в неявном виде с точностью до определенной константы. Для установления законов распределения нейтронов по активной зоне и внутреннему отражателю в явном виде воспользуемся дополнительным условием:

$$x=0 \quad \Phi_{1r}(0)=\Phi_{1r}^{\min},$$

откуда следует

$$\Phi_{1r}^{\min} = F\cdot \mathrm{ch}(\beta_{1r}\cdot 0) = F.$$

Другие константы примут вид:

$$A_1 = \frac{\Phi_{1r}^{\min}[X_{1r}] - A_2[X_2] - A_3[Y_1] - A_4[Y_2]}{[X_1]},$$

$$A_2 = \frac{-\Phi_{1r}^{\min}\begin{pmatrix}\alpha[X_{1r}]-\\ -\rho[\nabla X_{1r}]\end{pmatrix} - A_3\begin{pmatrix}[\nabla Y_1]-\\ -\alpha[Y_1]\end{pmatrix} - A_4[\nabla Y_2](-\alpha[Y_2])}{[\nabla X_2]-\alpha[X_2]},$$

$$A_3 = \frac{-\Phi_{1r}^{\min}\delta_1 - A_4\delta_3}{\delta_2}, \quad A_4 = \frac{-\Phi_{1r}^{\min}(\delta_2\xi_1-\delta_1\xi_2)}{(\delta_2\xi_3-\delta_3\xi_2)},$$

где

$$\delta_1 = \beta[X_{1r}]\cdot([\nabla X_2]-\alpha[X_2]) - (\alpha[X_{1r}]-$$
$$-\rho[\nabla X_{1r}])\cdot((X_2)-\beta[X_2]),$$

$$\delta_2 = ((Y_1)-\beta[Y_1])\cdot([\nabla X_2]-\alpha[X_2])-$$
$$-([\nabla Y_1]-\alpha[Y_1])\cdot((X_2)-\beta[X_2]),$$

$$\delta_3 = ((Y_2)-\beta[Y_2])\cdot([\nabla X_2]-\alpha[X_2])-$$
$$-([\nabla Y_2]-\alpha[Y_2])\cdot((X_2)-\beta[X_2]),$$

$$\xi_1 = S_1\beta[X_{1r}]\cdot([\nabla X_2]-\alpha[X_2])-$$
$$-(\alpha[X_{1r}]-\rho[\nabla X_{1r}])\cdot(S_1(X_2)-S_1\beta[X_2]),$$

$$\xi_2 = (S_3(Y_1)-S_1\beta[Y_1])\cdot([\nabla X_2]-\alpha[X_2])-$$
$$-([\nabla Y_1]-\alpha[Y_1])\cdot(S_1(X_2)-S_1\beta[X_2]),$$

$$\xi_3 = (S_3(Y_2)-S_1\beta[Y_2])\cdot([\nabla X_2]-\alpha[X_2])-$$
$$-([\nabla Y_2]-\alpha[Y_2])\cdot(S_1(X_2)-S_1\beta[X_2]),$$

$$\rho = D_{1r}/D_1, \quad \alpha = [\nabla X_1]/[X_1], \quad \beta = (X_1)/[X_1].$$

Обсуждение результатов

Проверка решения сделана на примере реактора ИРТ-Т, активная зона которого набрана из восьмитрубных тепловыделяющих сборок. На конец

кампании на мощности 12 МВт реактор имеет следующие характеристики активной зоны: τ=45,831 см^2, D_1=1,632 см, D_2=0,292 см, Σ_{aT}=0,10352 см$^{-1}$, φ=0,973, k_∞=1,3463 и отражателя: τ_r=92,037 см^2, D_{1r}=0,538 см, D_{2r}=0,373 см, Σ_{aTr}=0,00873 см$^{-1}$, L^2_r=42,745 см^2. При построении графиков распределения нейтронного потока удобно принять $\Phi_{1r}^{\min}$=1, и тогда для нашего случая коэффициенты будут равны: A_1=0,472388, A_2=2,528782, A_3=85,387631, A_4=–85,387631, F=1, G=–0,57191. Для определения среднего потока тепловых нейтронов по активной зоне необходимо найти эффективную добавку отражателя. Результаты решения в среде MathCAD представлены на рис. 4.

Эффективность отражателей принято оценивать не только по экономии активной зоны, но и по изменению отношения среднего потока тепловых нейтронов к его максимальному значению. Для реактора без отражателей оно известно [4, 5] и равно 0,637. Если применить внешний бериллиевый отражатель, то это отношение составит 0,939.

В случае применения центрального отражателя (рис. 2) значение этого отношения в одногрупповом приближении по данным [6] получилось равным 0,82. Этот результат не является неожиданным и может быть объяснен в первую очередь тем, что одногрупповая модель не учитывает вклад в накопление тепловых нейтронов в отражателе за счет замедления быстрых нейтронов.

Решения в двухгрупповом приближении (рис. 4) наглядно показывают роль центрального отражателя. Эффективность нейтронной ловушки позволяет поднять отношение среднего потока тепловых нейтронов к его максимальному значению до 0,966.

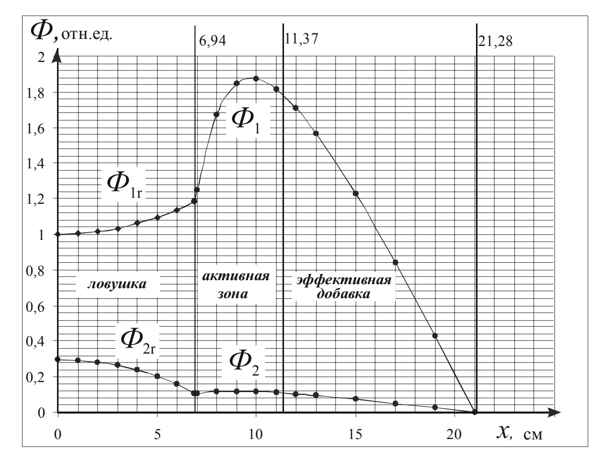


Рис. 4. *Распределение потока нейтронов*

Следует отметить, что при переходе к эффективной границе деформируется распределение нейтронного поля вблизи границы раздела зона – внешний отражатель. Более детальный учет распределения потребует увеличения порядка системы и заметного усложнения выкладок.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Перспективные ядерные топливные циклы и реакторы нового поколения / В.И. Бойко, Д.К. Демянюк, Ф.П. Кошелев, В.Н. Мещеряков, И.В. Шаманин, В.В. Шидловский. – Томск: Изд-во ТПУ, 2005. – 490 с.
2. Исследовательские ядерные реакторы / Г.А. Бать, А.С. Коченов, Л.П. Кабанов. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Энергоатомиздат, 1985. – 280 с., ил.
3. Исследовательский ядерный реактор ИРТ-Т: Пособие по производственной практике и стажировке / В.А. Варлачев, О.Ф. Гусаров и др. – Томск: Изд-во ТПУ, 2002. – 56 с.
4. Основы теории и методы расчёта ядерных энергетических реакторов / Г.Г. Бартоломей, Г.А. Бать, В.Д. Байбаков, М.С. Алхутов. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 512 с., ил.
5. Мёррей Р. Физика ядерных реакторов. – М.: Атомиздат, 1961. – 292 с.
6. Цыпленков К.В., Кузьмин А.В. Влияние центрального отражателя на распределение потока нейтронов в тепловом реакторе // Современные техника и технологии: Труды XI Междунар. научно-практ. конф. молодых ученых. – Томск: Изд-во ТПУ, 2005. – Т. 2. – С. 484–486.

Поступила 13.06.2006 г.